

## КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПЕРИОДИЧНОСТИ И МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

М. Ф. Ходячих<sup>1</sup>

*Харьковский национальный университет,  
пл. Свободы, 4, 61077, г. Харьков, Украина*

Проведен анализ спектров мощности зависимости радиопотоков квазаров на длинах волн 6 и 11 см и их спектральных индексов от радиальной координаты  $r(\Omega_0, \lambda, z)$  в сопутствующем пространстве. Для исключения влияния эффектов наблюдательной селекции рассчитывались средние значения характеристик квазаров на достаточно малом интервале  $\Delta r$ . В результате получались ряды равномерно распределенных точек. Частоты  $\omega = 2\pi/T$ , где  $T$  – период, приводились к  $\Omega_0 = 0$ ,  $\lambda = 0$ . В спектрах мощности присутствуют пики на частотах  $\omega = 31, 60, 159, 204, 245$ . На частоте  $\omega = 159$  период ( $114h^{-1}$  Мпс) близок к периоду в распределении галактик. Методом максимизации пиков сделаны оценки параметра плотности  $\Omega_0 = 0.19 \pm 0.02$  и плотности, соответствующей космологическому члену  $\lambda = 0.54 \pm 0.04$ . Из этих оценок следует, что мир открытый и расширяется с ускорением.

Периодичность в распределении квазаров по аргументу  $\ln(1+z)$  была обнаружена Карлссоном [1] по выборке из 159 квазаров. Позднее по большим выборкам (до 600 объектов) во многих работах также выявлялась цикличность с периодом ( $\approx 0.2$ ) по тому же аргументу.

В последнее время каталоги квазаров пополняются в основном слабыми объектами. Авторы [2] не нашли значимой периодичности с  $\approx 0.2$  в выборке из  $\sim 2200$  квазаров. Аналогичный результат был получен для выборки  $\sim 4200$  объектов в [3], однако при анализе по аргументу  $r(\Omega_0, z)$  было найдено, что периодичность уверенно выявляется в полной выборке, у ярких ( $V < 18.5$ ) квазаров и отсутствует у слабых ( $V > 18.5$ ) квазаров. Такая зависимость амплитуды периодичности от яркости квазаров противоречит объяснению ее селекционными эффектами. В [3] сделаны также оценки параметра плотности  $0.10 < \Omega_0 < 0.6$ . С периодом 0.2 обнаружены периодичности также в оптических [4,5] и в радиосветимостях [6,7] квазаров. Присутствие космологических периодичностей в физических характеристиках квазаров представляет несомненный интерес и заслуживает более детального исследования на более полном материале.

В [8] были рассчитаны спектры мощности  $S_\omega$  ( $\omega = 2\pi/T$ , где  $T$  – период) зависимости спектральных индексов квазаров от радиальной координаты  $r(\Omega_0, z)$  в сопутствующем пространстве.

Источником при формировании основной выборки квазаров служил каталог Верон-Сетти, Верон (5-е издание) [9], включающий все квазары, известные на октябрь 1991 г. У 5 пиков частоты в спектрах для выборок близких и далеких квазаров совпадают в пределах спектрального разрешения при параметре плотности  $\Omega_0 \approx 0.15$  и различаются при других значениях  $\Omega_0$ . Наиболее высокие пики в  $S_\omega$  для всей выборки квазаров (рис. 1 (А)) найдены на тех же частотах (редуцированных к  $\Omega_0 = 0$ )  $\omega = 32, 71, 159, 204, 244$ . На частоте  $\omega = 159$  период ( $114h^{-1}$  Мпс) близок к периоду, выявленному в распределении галактик [10,11,12].

Эта работа была продолжена на базе новой выборки квазаров Q9, созданной по данным 9-го издания каталога тех же авторов [13]. Для квазаров с известными радиопотоками на длинах волн 6 и 11 см были рассчитаны спектральные индексы  $\alpha_k$  и их радиальные координаты в сопутствующем пространстве  $r(\Omega_0, \lambda, z)$ , где  $\Omega_0 = \rho_0/\rho_c$  и  $\lambda = \rho_\lambda/\rho_c = \Lambda c^2/3H_0^2$  безразмерные плотность вещества и плотность, соответствующая космологической постоянной, отнесенные к критической плотности,  $H_0$  – постоянная Хаббла. При  $\lambda = 0$  и  $\Omega_0 = 0$

$$r(0, 0, z) = \ln(1+z). \quad (1)$$

Частоты пиков в спектре мощности смешаются при изменении  $\Omega_0$ ,  $\lambda$ , поэтому они приводились к  $\Omega_0 = 0$ ,  $\lambda = 0$  введением вместо  $r$  масштабированного расстояния  $r^m$  с помощью масштабного

<sup>1</sup>e-mail: kh@astron.kharkov.ua

множителя  $D$ :

$$D(\Omega_0, \lambda, z_1, z_2) = \ln \frac{1+z_2}{1+z_1} \cdot \frac{1-0.075\lambda}{r(\Omega_0, \lambda, z_2) - r(\Omega_0, \lambda, z_1)},$$

$$r^m(\Omega_0, \lambda, z) = r(\Omega_0, \lambda, z)D(\Omega_0, \lambda, z_1, z_2), \quad (2)$$

где  $z_1$  и  $z_2$  – границы интервала красных смещений в исследуемой выборке квазаров. Примем  $\ln(1+z_2) = 1.5$ . Подавляющее большинство квазаров попадают в интервал  $z_1 = 0, z_2 = 3.482$ . Дальнейшие расчеты проводились с этими значениями. Величина  $r^m(\Omega_0, \lambda, z)$  при любых значениях  $\Omega_0, \lambda$  на краях интервала принимает фиксированные значения 0 и 1.5, то есть средний масштаб величины  $r^m$  не зависит от параметров модели. Член в круглых скобках проводит дополнительную небольшую коррекцию частоты при  $\lambda \neq 0$ . В результате получался ряд равномерно распределенных точек  $r_k^m, \alpha_k$ . Спектр мощности рассчитывался как классическая периодограмма Шустера

$$S_\omega = K \left[ \sum_{k=1}^N u_k \exp(-i\omega y_k^m) \cdot p_k \right]^2, \quad (3)$$

где  $u_k$  и  $y_k^m$  – характеристика и масштабированный аргумент  $k$ -го квазара соответственно,  $p_k$  – вес,  $N$  – число квазаров в выборке. Спектры рассчитывались при  $p_k = 1$ . На рис. 1 (В) показан спектр мощности при  $\Omega_0 = 0.10, \lambda = 0$ . Видно, что спектры выборок Q5 и Q9 находятся в удовлетворительном согласии.

Известные квазары распределены в пространстве неравномерно, что обусловлено как реальными неоднородностями в распределении квазаров, так и эффектами селекции отбора. Чтобы исключить их влияние на спектр, проводилась фильтрация. Введем обозначения:  $u_j$  – исследуемая характеристика квазаров,  $y_j$  – ее аргумент. В области значений  $y_s < y_k^m < y_e$  вычислялись средние значения  $u_j$  величин, попадающих в окно  $y_j^m \pm \frac{h}{2}$ , где  $y_j^m = y_s + \frac{h}{3}j$ . Граничные значения  $y_s$  и  $y_e$  выбирались так, чтобы в каждый интервал осреднения  $h$  попадало не менее  $N_h$  квазаров и величина  $y_e - y_s$  была максимальной. Количество объектов в некоторых интервалах значительно превышало  $N_h$ . Чтобы исключить зависимость спектра мощности от неравномерностей в видимом распределении квазаров, веса всех величин  $u_k$  полагались одинаковыми. В результате получался ряд равномерно распределенных точек:  $y_j^m, u_j$  или в рассматриваемом случае ряд  $r_k^m, \alpha_k$ . На рис. 1 (С) представлен спектр мощности этого ряда. В спектре уверенно

выявляется пик на частоте  $\omega \approx 159$  и заметны пики на частотах 204 и 244. Таким образом, после исключения влияния неоднородностей, обусловленных реальными флуктуациями пространственной плотности квазаров и эффектами селекции отбора, пики на выявленных частотах сохранились.

Квазары из выборки Q9 использовались также для изучения зависимости их радиовеличин от  $z$ . Радиовеличины определялись по плотностям потока  $s$  (Ян):

$$m = 11.05 - 2.5 \lg s + 2.5(1 - \alpha) \lg(1 + z), \quad (4)$$

где  $\alpha$  – спектральный индекс. Третий член справа –  $K$ -поправка. Оценки  $\alpha$  для отдельных квазаров отягощены большими погрешностями. Поэтому при вычислении  $K$ -поправки использовались средние значения  $\alpha$ .

Вначале была построена средняя зависимость блеска статистически ярчайшего квазара  $m^0(z)$  по разработанному ранее методу [12]. Аппроксимируем  $m^0(z)$  аналитической функцией. Положим параметр замедления  $q_0 = 0$ , тогда светимость статистически ярчайшего объекта определится так:

$$M^0 = m^0 + f(z), \quad (5)$$

$$f(z) = -43.98 - 5 \lg z \left(1 + \frac{z}{2}\right). \quad (6)$$

Космологическое время в единицах  $H_0^{-1}$

$$t = \frac{z}{1+z}. \quad (7)$$

Зависимость светимости от времени хорошо аппроксимируется линейной функцией

$$M^0 = -28.96^m - 10.05^m t. \quad (8)$$

Теперь для определения  $m^0(z)$  нужно вычислить  $M$  с помощью формул (7), (8) и окончательно

$$m^0 = M^0 - f(z). \quad (9)$$

Далее были рассчитаны относительные светимости всех квазаров выборки Q9 в звездных величинах:

$$l_j(z_j) = M_j(z_j) - M_j^0(z_j) = m_j(z_j) - m_j^0(z_j). \quad (10)$$

Из ряда  $l_j, z_j$  исключались слабые объекты с  $l_j < l_p$  и проводилась фильтрация. Осреднение проводилось на интервале  $h = 0.012$ . В результате был получен равномерный ряд  $r_j^m, l_j$  и для него рассчитывался спектр мощности (3). На рис. 1 показаны спектры мощности для зависимости относительной светимости квазаров от  $r(\Omega_0, z)$  ( $\lambda = 0$ ,

$\Omega_0 = 0.15$ ) на длинах волн 6 (D) и 11 см (E). Предельная величина  $l_p = 2^m$ . Пики на частотах  $\omega = 32, 60$  выявляются уверенно. Высокочастотные пики теряются на фоне шумов. Можно говорить только о присутствии пика на частоте  $\omega = 204$ .

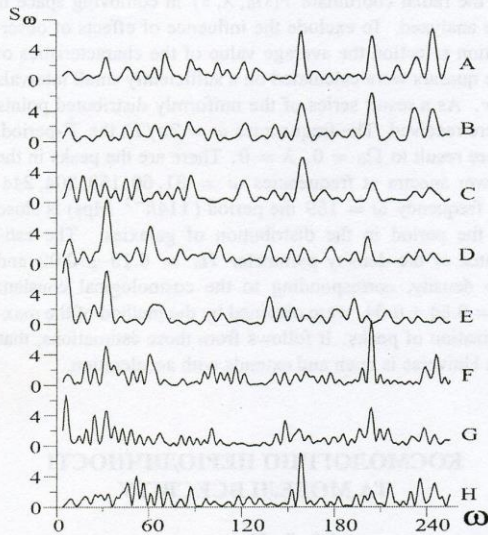


Рис. 1. Спектры мощности.

Были проведены также расчеты при  $\lambda \neq 0$ . Вычислялись максимальные значения  $S_{\omega}^{max}$  для зависимости относительной светимости квазаров от  $r^m(\Omega_0, \lambda, z)$  для набора значений  $\Omega_0, \lambda$  с шагом  $h_{\Omega} = 0.02$  и  $h_{\lambda} = 0.05$ . Для каждой частоты получалась двухмерная таблица. Проводилось сглаживание, так что новые значения  $S_{\omega}^{max}$  определялись как среднее из центрального и восьми соседних значений. На всех частотах в каждом столбце и в каждой строке определялись координаты  $\Omega_0$  и  $\lambda$ , соответствующие спектральной плотности  $S_{\omega}^{max} - \sigma$ . Для первичного спектра  $\sigma = 1$ , после сглаживания  $\sigma \simeq 1/3$ . На всех частотах в зависимости  $S_{\omega}^{max}(\Omega_0, \lambda)$  выявляются максимумы. На рис.2 показаны изоплотности для спектральных индексов при  $\omega = 159$  на уровне  $S_{\omega}^M - 3\sigma$  (точки) и на уровне  $S_{\omega}^M - \sigma$  (треугольники) и в относительных светимостях на волне 6 см,  $\omega = 60$ , на уровне  $S_{\omega}^M - 3\sigma$  (кружки). Уровни изоплотности ограничивают некоторую область значений  $\Omega_0$  и  $\lambda$ . В этой области выявляется несколько максимумов. Только вблизи значений  $\Omega_0 = 0.19$  и  $\lambda = 0.6$  присутствует максимум на всех частотах.

Для уточнения космологических параметров нужно расширить длину реализации. Сравнение

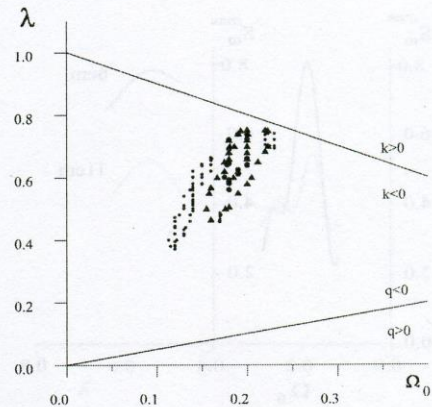


Рис. 2. Изоурвни спектральной плотности.

спектров с фильтром и без фильтра показало, что влияние неоднородностей в распределении квазаров мало. Это позволяет использовать спектры без фильтрации для определения параметров  $\Omega_0$  и  $\lambda$ . Для увеличения эффективной длины реализации в интервале  $|r^m - 0.8| < 0.6$  веса в (3) полагались обратно пропорциональными плотности распределения квазаров по  $r^m$ , так чтобы на краях интервала выполнялось  $p_k = 1$ . Вне этого интервала принималось  $p_k = 1$ . При варьировании параметров также выявляется максимум  $S_{\omega}^{max}$  вблизи  $\Omega_0 = 0.19$  и  $\lambda = 0.54$ . На рис. 3 показаны разрезы, проходящие через эту точку для обоих длин волн на частоте  $\omega = 204$  и для длины волны 6 см,  $\omega = 244$  (нижние кривые). Следует отметить, что измерения радиопотоков на длинах волн 6 и 11 см независимы. Оценки параметров составили  $\Omega_0 = 0.19 \pm 0.02$  и  $\lambda = 0.54 \pm 0.04$ . На рис. 1 показаны спектры мощностей при этих параметрах для относительных светимостей на длинах волн 6 см (F), 11 см (G) и для спектральных индексов (H).

При анализе зависимости блеска сверхновых от красного смещения в работах [14,15] найдено, что Вселенная расширяется с ускорением. В [14] получено эмпирическое соотношение между параметрами

$$0.8\Omega_0 - 0.6\lambda = -0.2 \pm 0.1. \quad (11)$$

При наших оценках параметров правая часть равна  $-0.16 \pm 0.03$ , что указывает на хорошее согласие результатов. Для плоского мира  $\Omega_0 + \lambda = 1$ . По нашим оценкам  $\Omega_0 + \lambda = 0.73 \pm 0.05$ . Параметр замедления  $q_0 = -0.44 \pm 0.05$ . Возраст Вселенной равен  $t_0 = (0.985 \pm 0.030)H_0^{-1}$ , при  $H_0 = 65$  км/с/Мпс,  $t_0 = 14.6 \cdot 10^9$  лет. Эти оценки показы-

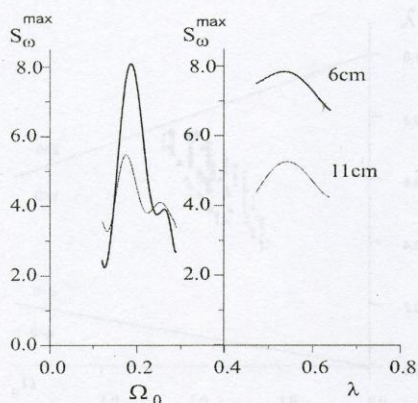


Рис. 3. Зависимости максимальной спектральной плотности на частоте  $\omega_0 = 204$  от  $\Omega_0$  и  $\lambda$ .

вають, що Вселенна розширюється з прискоренням в просторі з негативною кривизною.

### Список литературы

- [1] K. G. Karlsson, *Astron. and Astrophys.* **13**, 333 (1971)
- [2] D. Duari, P. D. Gupta, J. V. Narlicar, *Astrophys. J.* **384**, 35 (1992)
- [3] М. Ф. Ходячих, *Астрон. журн.* **73**, 11 (1996)
- [4] М. Ф. Ходячих, *Астрон. журн.* **56**, 1174 (1979)
- [5] М. Ф. Ходячих, *Астрон. цирк.* №. 1552, 1 (1992)
- [6] М. Ф. Ходячих, *Кинем. и физ. неб. тел.* **4**, 53 (1988)
- [7] М. Ф. Ходячих, *Астрон. журн.* **67**, 218 (1990)
- [8] M. F. Khodyachikh, *Inform. bull.* No. 7, 60 (1995)
- [9] M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, A catalogue of quasars and active nuclei (5th edition) *ESO Scientific Report.*, No. 10 (1991)
- [10] T. J. Broadhurst, R. S. Ellis, D. C. Koop, A. S. Szalay, *Nature.* **343**, 726 (1990)
- [11] A. Dekel, G. R. Blumenthal, J. R. Primak, D. Stanhill, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **257**, 715 (1992)
- [12] М. Ф. Ходячих *Кинем. и физ. неб. тел.* **14**, 362 (1998)
- [13] M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, A catalogue of quasars and active nuclei (9th edition) *ESO Scientific Report.* No. 19 (2000)
- [14] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999)
- [15] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, *Astrophys. J.* **116**, 1009 (1998)

### COSMOLOGICAL PERIODICITIES AND MODELS OF THE UNIVERSE

M. F. Khodyachikh

A power spectra of quasars radioflows at the wavelengths 6 and 11 cm and their spectral indexes as a function of the radial coordinate  $r(\Omega_0, \lambda, z)$  in comoving space is analyzed. To exclude the influence of effects of observation selection the average value of the characteristics of the quasars were calculated on a sufficiently small intervals  $\Delta r$ . As a result series of the uniformly distributed points were received. The frequencies  $\omega = 2\pi/T$ , the  $T$ -period, were result to  $\Omega_0 = 0$ ,  $\lambda = 0$ . There are the peaks in the power spectra at frequencies  $\omega = 31, 60, 159, 204, 244$ . At frequency  $\omega = 159$  the period ( $114h^{-1}$  Mps) is close to the period in the distribution of galaxies. The estimates of the density parameter  $\Omega_0 = 0.19 \pm 0.02$  and the density, corresponding to the cosmological constant  $\lambda = 0.54 \pm 0.04$ , were obtained by the method of the maximization of peaks. It follows from these estimations, that the Universe is open and extends with acceleration.

### КОСМОЛОГІЧНІ ПЕРІОДИЧНОСТІ ТА МОДЕЛІ ВСЕСВІТУ

М. Ф. Ходячих

Проведено аналіз спектрів потужності залежності радіопотоків квазарів на довжинах хвиль 6 та 11 см та їх спектральних індексів від радіальної координати  $r(\Omega_0, \lambda, z)$  у супутньому просторі. Для виключення впливу ефектів спостережної селекції були розраховані середні значення характеристик квазарів на досить малому інтервалі  $\Delta r$ . В результаті були одержані ряди рівномірно розподілених точок. Частоти  $\omega = 2\pi/T$ , де  $T$  – період, були зведені до  $\Omega_0 = 0$ ,  $\lambda = 0$ . У спектрах потужності присутні піки на частотах  $\omega = 31, 60, 159, 204, 244$ . На частоті  $\omega = 159$  період ( $114h^{-1}$  Мпс) близький до періоду у розподіленні галактик. За допомогою метода максимізації піків були зроблені оцінки параметра густини  $\Omega_0 = 0.19 \pm 0.02$  та густини, що відповідає космологічній сталій  $\lambda = 0.54 \pm 0.04$ . З цих оцінок випливає, що світ відкритий та розширюється з прискоренням.